

Polarisation
der Kernresonanzfluoreszenz
bei Germanium 74

INAUGURAL-DISSERTATION
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Otto Zehender
aus Nürnberg

Würzburg
Springer-Verlag
1959



Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juli 1959

Dekan: Universitätsprofessor Dr. Rudolf Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. Rudolf Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. Erich Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik, Band 157, Heft 2

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen

Polarisation der Kernresonanzfluoreszenz bei Germanium 74*

Von

OTTO ZEHENDER

Mit 6 Figuren im Text

(Eingegangen am 22. Juli 1959)

Die Gammastrahlung eines gasförmigen As^{74} – Ge^{74} -Präparates wurde zur Anregung des 596-KeV-Niveaus von Ge^{74} verwendet. Der Polarisationsgrad der um 99° und 135° resonant gestreuten Gammaquanten wurde mit einem Totalabsorptions-Compton-Polarimeter untersucht. Vorzeichen und Größe des Polarisationsgrades kennzeichnen die Strahlung als $E2$ -Übergang und damit das 596-KeV-Niveau als 2^+ Zustand.

Einleitung

Der Nachweis der Kernresonanzfluoreszenz ist wegen der geringen Niveaubreiten (meist $\ll 1$ eV) mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Damit die Anzahl der resonant gestreuten Quanten nicht zu klein gegenüber dem Untergrund wird, muß eine möglichst monochromatische Strahlung passender Energie zur Verfügung stehen. Röntgenkontinua von Teilchenbeschleunigern können zur Anregung nur dann verwendet werden, wenn die Niveaubreiten mindestens von der Größenordnung 10^{-2} eV sind^{1–3}. Bei kleineren Niveaubreiten würde der Effekt vom Untergrund verdeckt.

In Fällen, wo nach einem radioaktiven Zerfall oder nach einer Kernreaktion der Folgekern im ersten angeregten Zustand entsteht, bietet sich die beim Übergang in den Grundzustand emittierte Gammastrahlung zur Anregung von gleichen Kernen an. Die Energie dieser Gammastrahlung ist aber normalerweise für die Anregung etwas zu klein, weil ein Teil der Energie durch Rückstoß bei der Emission und Stoß bei der Absorption an die beteiligten Kerne übertragen wird. Man kann diesen Energieverlust kompensieren, wenn man dafür sorgt, daß emittierende und absorbierende Kerne vorher eine geeignete negative Relativgeschwindigkeit erhalten. Diese Methode wurde bei den meisten bekannten Experimenten angewendet.

Bei schweren Kernen lassen sich für kleine Resonanzenergien (etwa $< 0,5$ MeV) die notwendigen Relativgeschwindigkeiten erzeugen, indem

* Diss. Erlangen.

¹ HAYWARD, E. u. E. G. FULLER: Phys. Rev. **106**, 991 (1957).

² DRAPER, I. E., u. R. L. HICKOK: Phys. Rev. **108**, 1280 (1957).

³ BECKMANN, O., u. R. SANDSTRÖM: Nuclear Phys. **5**, 595 (1958).

man die Quelle auf einen Rotor setzt⁴⁻⁷ oder auf hohe Temperaturen (etwa 1000° C) bringt, um große thermische Geschwindigkeiten zu erhalten⁸⁻¹². Ferner ist es hier unter Umständen möglich Quelle und Streukörper auf so tiefe Temperaturen (etwa <100° K) zu kühlen, daß Rückstoß und Stoß vorwiegend vom ganzen Kristall aufgenommen werden, wobei kein Energieverlust auftritt^{13,14}.

Bei mittelschweren und leichten Kernen sind sehr große Relativgeschwindigkeiten notwendig. Hier läßt sich Resonanz in solchen Fällen erreichen, wo der Gammaemission Teilchenemissionen (Alphateilchen, Betateilchen, Neutrinos, Gammaquanten) vorausgehen, die dem Kern eine ausreichende Rückstoßgeschwindigkeit erteilen^{11,12,15-27}. Bei Kernreaktionen kann auch der Stoß, den die Kerne durch Teilchenbeschuß erhielten, ausgenutzt werden²⁸⁻³⁰. Jedoch muß verhindert werden, daß die Kerne ihre Geschwindigkeit schon vor der Gammaemission durch Zusammenstöße mit anderen Atomen verlieren. Falls die Lebensdauer des angeregten Zustandes größer als 10⁻¹⁴s ist, muß meist eine gasförmige Quelle verwendet werden.

⁴ MOON, P.B.: Proc. Phys. Soc. A **64**, 76 (1951).

⁵ MOON, P.B., u. A. STORRUSTE: Proc. Phys. Soc. A **66**, 585 (1953).

⁶ DAVEY, W.G., u. P.B. MOON: Proc. Phys. Soc. A **66**, 956 (1953).

⁷ KNAPP, V.: Proc. Phys. Soc. A **70**, 142 (1957).

⁸ MALMFORS, K.G.: Ark. Fysik **6**, 49 (1953).

⁹ METZGER, F.R., u. W.B. TODD: Phys. Rev. **95**, 853 (1954).

¹⁰ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **97**, 1258 (1955).

¹¹ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **98**, 200 (1955).

¹² SCHOPPER, H.: Z. Physik **144**, 476 (1956).

¹³ MÖSSBAUER, R.L.: Z. Physik **151**, 124 (1958).

¹⁴ MÖSSBAUER, R.L.: Naturwiss. **45**, 538 (1958). — Z. Naturforsch. **14a**, 211 (1959).

¹⁵ ILAKOVAC, K., u. P.B. MOON: Phys. Rev. **93**, 254 (1954).

¹⁶ ILAKOVAC, K.: Proc. Phys. Soc. A **67**, 601 (1954).

¹⁷ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **99**, 613 (1955).

¹⁸ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **101**, 286 (1956).

¹⁹ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **103**, 983 (1956).

²⁰ SWANN, C.P., u. F.R. METZGER: Phys. Rev. **108**, 82 (1957).

²¹ HANNA, S.S., u. L. MEYER-SCHÜTZMEISTER: Phys. Rev. **108**, 1644 (1957).

²² GRODZINS, L.: Phys. Rev. **109**, 1014 (1958).

²³ KNAPP, V.: Proc. Phys. Soc. **71**, 194 (1958).

²⁴ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **110**, 123 (1958).

²⁵ RASMUSSEN, V.K., F.R. METZGER u. C.P. SWANN: Phys. Rev. **110**, 154 (1958).

²⁶ DUELLI, B., u. L. HOFFMANN: Z. Naturforsch. **13a**, 204 (1958).

²⁷ GRIFFITHS, G.M.: Proc. Phys. Soc. **72**, 337 (1958).

²⁸ SMITH, P.B., u. P.M. ENDT: Phys. Rev. **110**, 397 (1958).

²⁹ METZGER, F.R., C.P. SWANN u. V.K. RASMUSSEN: Phys. Rev. **110**, 906 (1958).

³⁰ SMITH, P.B., u. P.M. ENDT: Phys. Rev. **110**, 1442 (1958).

Die Untersuchung der Kernresonanzfluoreszenz hat sich bereits bei mehreren Kernen als wertvolles Hilfsmittel zur Bestimmung der Lebensdauern von kurzlebigen angeregten Zuständen (etwa $< 10^{-10}$ s) bewährt¹⁻³⁰. Darüber hinaus wurde in einigen Fällen die Richtungsverteilung der resonant gestreuten Quanten untersucht^{10, 11, 18, 20, 24, 25}, wodurch Aufschlüsse über die Drehimpulse der Kerne in den angeregten Zuständen und über die Multipolordnung der Übergänge erhalten wurden.

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmalig der lineare Polarisationszustand von resonant gestreuten Quanten untersucht. Während die Winkelverteilung der Resonanzstrahlung nicht von den eintretenden Änderungen der Parität abhängt, liefern Polarisationsmessungen zusätzlich Aufschlüsse über die elektrische oder magnetische Natur der Strahlung.

Als geeignet zur Untersuchung erwies sich die von F. R. METZGER 1955 gefundene Resonanzfluoreszenz bei Ge^{74} -Kernen¹⁷. Die Anregung erfolgte durch die 596-KeV-Gammaquanten einer gasförmigen As^{74} — Ge^{74} -Quelle. Der Resonanzstreukörper bestand aus natürlichem Germanium, das etwa 37% Ge^{74} enthält. Zum Nachweis der Polarisation wurden die um 99° bzw. 135° gestreuten Quanten einer zweiten Streuung, diesmal einer Compton-Streuung unterworfen. Da die Compton-Streuung bevorzugt in Richtung des magnetischen Vektors der einfallenden Strahlung erfolgt, kann aus den Intensitäten der gestreuten Quanten in zwei zueinander senkrechten Richtungen der Polarisationsgrad bestimmt werden³¹⁻³³.

Die Hauptschwierigkeiten des Experiments liegen in der Kleinheit des Effektes, der durch die zweimalige Streuung des ohnehin geringen Anteils der resonanten Quanten bedingt ist. Es mußte daher große Sorgfalt auf die Ausschaltung der nicht resonant gestreuten Quanten von der Registrierung und auf die Kleinhaltung des Untergrundes verwendet werden.

Herstellung der Quelle

Als Gammaquelle wurde As^{74}H_3 -Gas verwendet. As^{74} hat eine Halbwertszeit von 17,5 Tagen³⁴. Es zerfällt durch K-Einfang sowie Positronen- und Elektronenemission. Das Zerfallsschema ist in Fig. 1 dargestellt. Die eingetragenen Prozentzahlen für den Anteil der einzelnen Zerfallsarten ergeben sich aus Messungen von JOHANSSON, CAUCHOIS, SIEGBAHN³⁴ und SCOBIE³⁵. Danach führen 63% der Zerfälle über das

³¹ SNYDER, H. S., S. PASTERNAK u. J. HORNOSTEL: Phys. Rev. **73**, 440 (1948).

³² BLEULER, E., u. H. L. BRANDT: Phys. Rev. **73**, 1398 (1948).

³³ METZGER, F., u. M. DEUTSCH: Phys. Rev. **78**, 551 (1950).

³⁴ JOHANSSON, S., Y. CAUCHOIS u. K. SIEGBAHN: Phys. Rev. **82**, 275 (1951).

³⁵ SCOBIE, S.: Nuclear Phys. **3**, 465 (1957).

erste angeregte Niveau der Ge^{74} -Kerne. Ein beim Übergang in den Grundzustand emittiertes 596-KeV-Gammaquant ist nur dann resonant, wenn der emittierende Kern durch die vorangehende Neutrino- bzw. Positronenemission eine geeignete Rückstoßkomponente in der Emissionsrichtung des Gammaquants erhielt, so daß der zur Emissionsrichtung entgegengesetzte Rückstoß bei der Emission des Gammaquants kompensiert wird. Die freie Weglänge der Gasmoleküle in der Quelle muß so groß sein, daß die angeregten Ge^{74} -Kerne ihre Rückstoßenergie nicht schon vor der Gammaemission durch Stöße mit anderen Molekülen

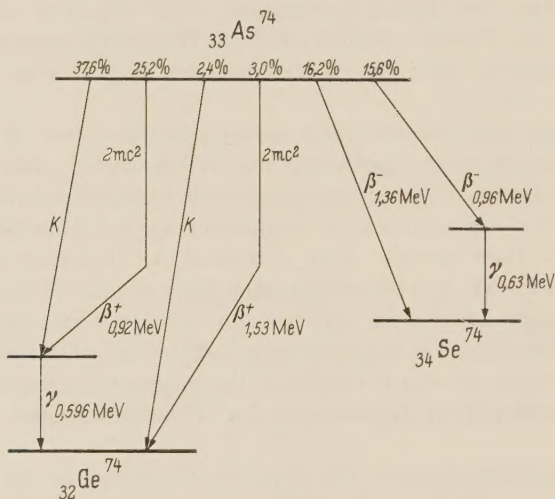


Fig. 1. Zerfallsschema von As^{74}

verloren haben. Der mittlere Weg, den die angeregten Ge^{74} -Kerne bis zur Gammaemission zurücklegen, ist beim K-Einfang größer als beim Betazerfall. Er wurde für K-Einfang aus der von METZGER bestimmten Lebensdauer des angeregten Zustandes ($1,9 \times 10^{-11} \text{s}$) und der Grenzenergie beim Betazerfall (0,92 MeV), woraus man den Neutrinoimpuls und damit die Rückstoßgeschwindigkeit der Kerne berechnen kann, zu $1,5 \times 10^{-7} \text{m}$ bestimmt. Die freie Weglänge der Arsenwasserstoffmoleküle im Gasraum ist größer als dieser Wert, solange die Dichte des Gases 1 mg As/ml nicht überschreitet. Bei der Rechnung wurde angenommen, daß sich die restlichen AsH_3 -Moleküle in Ruhe befinden. Als Stoßdurchmesser der AsH_3 -Moleküle wurde ein Wert von $5,4 \times 10^{-10} \text{m}$ verwendet, der aus der Dichte des flüssigen AsH_3 berechnet wurde³⁶.

Um eine Quelle von kleinem Volumen verwenden zu können, muß man ein As^{74} -Präparat von hoher spezifischer Aktivität zur Verfügung haben. Ein solches erhält man bei Beschuß eines Germaniumtargets

³⁶ LANDOLT-BÖRNSTEIN: Chemische Tabellen, Eg. II, S. 288. 1931.

mit Deuteronen im Zyklotron³⁷ durch die Reaktion $\text{Ge}^{73}(d, n) \text{As}^{74}$. Das erzeugte Arsen muß sehr sorgfältig vom Germaniumtarget abgetrennt werden, weil bei der Überführung des Arsens in AsH_3 das Germanium gleichfalls in Germaniumwasserstoff überführt und die Gasdichte zu groß würde.

Die Abtrennung wurde von der Firma Bayer-Leverkusen nach einer von GREEN und KAFALAS angegebenen Methode³⁸ besorgt. Dabei wird im wesentlichen das Germanium in GeCl_4 überführt und abdestilliert. Der verbleibende Rest wird mit Benzol extrahiert.

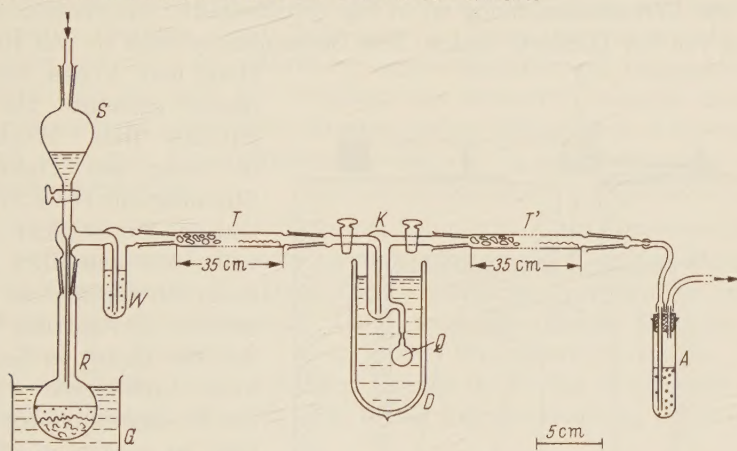


Fig. 2. Apparat zur Herstellung von AsH_3 . S Scheidetrichter mit arsenhaltiger Lösung. R Reaktionskolben mit Zinkgranalien. G Wasserbad. W Waschflasche mit Natronlauge. T, T' Trockenrohre mit CaCl_2 und P_2O_5 . K Kondensationsgefäß. Q Küvette. D Dewargefäß mit flüssiger Luft. A NaCl-Flasche zur Verhinderung von Lufteintritt bei Aussetzen des H_2 -Stromes

Die Reduktion des Arsens zu AsH_3 erfolgte durch naszierenden Wasserstoff, der durch Einwirkung von Schwefelsäure auf Zinkgranalien erzeugt wurde. Zur radioaktiven Arsenlösung wurden 0,1 mg inaktives Arsen zugegeben. Da AsH_3 schon bei Anwesenheit geringer Mengen feuchten Sauerstoffes und mitgerissener Säure allmählich zersetzt wird, mußte große Sorgfalt auf die Vermeidung von Sauerstoff, auf gute Reinigung und Trocknung des Gases verwendet werden. Der AsH_3 darf jedoch nicht länger als nötig mit den Trockenmitteln in Berührung kommen, da er an rauen Oberflächen leicht zersetzt wird. Die verwendeten Zinkgranalien wurden, da sie Sauerstoff zurückhalten, mit Salzsäure angeätzt und darauf unter destilliertem Wasser aufbewahrt. Das destillierte Wasser, die arsenhaltige Lösung, die Natronlauge der Waschflasche wurden unter Durchleiten von Stickstoff zum Sieden erhitzt um den gelösten Sauerstoff zu verdrängen. Vor der Reaktion wurde 1 Std lang Wasserstoff durch die Apparatur (Fig. 2) geleitet.

³⁷ WATTERS, H. J., u. J. F. FAGAN: Phys. Rev. **92**, 1248 (1953).

³⁸ GREEN, M., u. J. A. KAFALAS: J. Chem. Phys. **22**, 760 (1954).

Der AsH_3 wurde durch Kühlen mit flüssiger Luft kondensiert. Nach der Reaktion wurde der Wasserstoff unter weiterem Kühlen aus dem Kondensationsgefäß abgepumpt. Der AsH_3 wurde in eine zylindrische Küvette von 25 mm Durchmesser und 10 mm Höhe umdestilliert, die anschließend abgezogen wurde. Die Ausbeute betrug etwa 80%.

Beschreibung der Meßapparatur

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 3 dargestellt. Die Gammastrahlung von der Quelle Q wird an dem Germaniumzylinder Ge von 30 mm

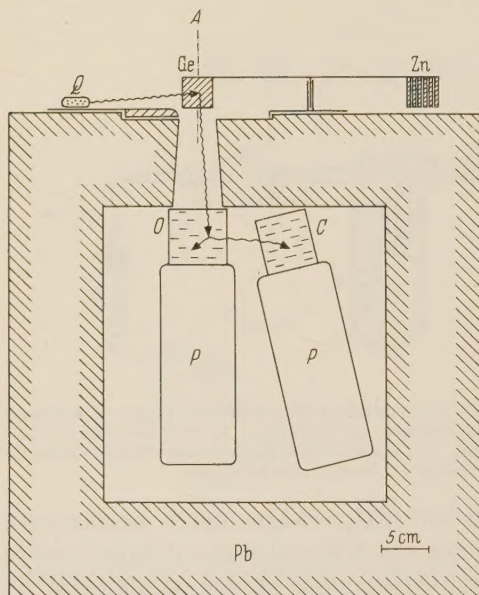


Fig. 3. Querschnitt durch die Versuchsanordnung. Q Quelle. Ge Germaniumstreukörper. Zn Vergleichstreukörper aus Zink. A Achse, um die Q geschwenkt werden kann. O Plastikszintillator. C Cäsiumiodidszintillator. P Fotomultiplier. Pb Bleiabschirmung

Höhe und 30 mm Durchmesser gestreut. Da die mittlere freie Weglänge in bezug auf Compton-Streuung nur etwa 25 mm beträgt, ist es nicht sinnvoll einen wesentlich größeren Streukörper zu verwenden. (Der mittlere Weg, den ein Quant in Germanium zurücklegen würde, bis Resonanzstreuung eintritt, ist wesentlich größer, etwa 300 mm. Für eine Absorption kommen nämlich nur Ge^{74} -Kerne mit einer genau zur Energie des einfallenden Quants passenden Komponente der thermischen Geschwindigkeit in Einfallsrichtung in Frage.)

Die beiden Szintillatoren, aus denen das Polari-meter besteht, sind in einen Bleikasten von 100 mm Wandstärke eingebaut, wodurch der Nulleffekt beträchtlich reduziert wird. Sie sind unbeweglich. Quelle und Streuer sind auf einer um die Achse A drehbaren Scheibe angebracht. Die Änderung des Polarimeterwinkels erfolgt durch Schwenken der Quelle auf der Drehscheibe. Es wird bei den vier Winkeln 0° (in Fig. 3 gezeigte Stellung), 90° , 180° , 270° gemessen. Der Szintillator O befindet sich in der Achse A unter einer konischen Bohrung. Er besteht aus einem Material von kleiner Ordnungszahl. Dadurch wird erreicht, daß in ihm nur wenige der einfallenden Quanten durch Fotoeffekt absorbiert werden, während der größte Teil Compton-gestreut wird. Es wurde ein

mit Tetraphenylbutadien aktivierter Polystyrenzylinder von 60 mm Durchmesser und gleicher Höhe verwendet. Der seitliche Szintillator *C* ist ein thalliumaktivierter Cäsiumiodidkristall von 50 mm Durchmesser und 60 mm Höhe. Er ist so aufgestellt, daß er im Mittel um 80° gestreute Quanten erfaßt, da für einfallende 0,6-MeV-Quanten bei diesem Winkel die größte Asymmetrie vorhanden ist.

Bei der Entwicklung des elektronischen Teils der Apparatur wurde das Hauptaugenmerk darauf gerichtet, daß die im Germanium Compton-gestreuten Quanten, deren Zahl mehr als 10^3 mal so groß wie die der resonant gestreuten ist, vollständig von der Registrierung ausgeschlossen wurden. Da sie nach der Streuung eine wesentlich kleinere Energie als die resonant gestreuten Quanten haben, gelingt ihre Abtrennung durch eine gute Energiediskriminierung der in das Polarimeter einfallenden Strahlung.

Die Intensität des Lichtblitzes im Szintillator *O* bei Compton-Streuung ist proportional der vom Gammaquant an das Compton-Elektron abgegebenen Energie E_e . Diese Energie ist bei nicht sehr großen Streuwinkeln stark winkelabhängig. Damit man ausreichende Zählraten erhält, muß der Szintillator *C* einen großen Winkelbereich erfassen. Dadurch erhält man bei einheitlicher Energie der in das Polarimeter einfallenden Quanten dennoch eine breite Energieverteilung im Szintillator *O*.

Die in den Szintillator *C* gestreuten Quanten geben wegen der relativ hohen Ordnungszahlen der Cs- und I-Atome ihre Energie E_s zum größten Teil durch Fotoeffekt vollständig ab. Die in beiden Szintillatoren insgesamt abgegebene Energie ist also gleich der Energie E_g des einfallenden Quants:

$$E_e + E_s = E_g.$$

Sorgt man dafür, daß beide Zähler Impulse liefern, deren Höhen der Energieabgabe E_e bzw. E_s proportional sind und addiert sie, so ist die Höhe des Summenimpulses proportional der Energie E_g des einfallenden Quants. Diese erstmals von COLEMAN³⁹ angewandte Methode der „Totalabsorption“ des Quants liefert ein gutes Energieauflösungsvermögen trotz großen Winkelbereichs der Streuung.

Die elektronische Schaltung des Totalabsorptions-Polarimeters zeigt Fig. 4. Es werden 14stufige Fotoervielfacher vom Typ MEI6262B verwendet. Die an den Anoden abgegriffenen Impulse werden über Kathodenfolger einer schnellen Koinzidenzstufe zugeführt. Außerdem werden an den 12. Dynoden Impulse abgegriffen, deren Höhen den in den Szintillatoren abgegebenen Energien proportional sind. Diese Im-

³⁹ COLEMAN, C. F.: Phil. Mag. **1**, 166 (1956).

pulse werden in der Additionsstufe, nachdem ihre Höhen aufeinander abgestimmt wurden, überlagert. Die Summenimpulse werden verstärkt und in einen Einkanaldiskriminator geleitet. Die hier ausgesonderten

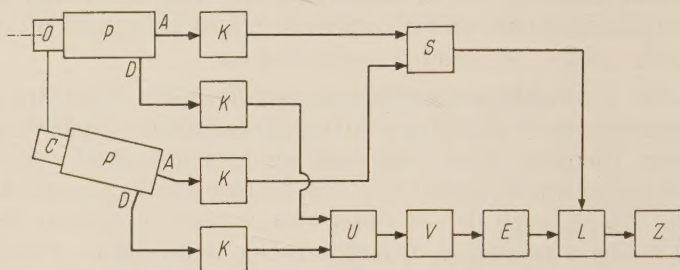


Fig. 4. Blockschaltbild des Polarimeters. *O* Plastkzintillator. *C* Cäsiumiodidszintillator. *P* Fotovervielfacher. *A* Anodenabgriff. *D* Dynodenabgriff. *K* Kathodenfolger. *S* schnelle Koinzidenzstufe. *U* Stufe zur Impulsaddition. *V* Verstärker. *E* Einkanaldiskriminator. *L* langsame Koinzidenzstufe. *Z* Zählgerät

Impulse gelangen in eine langsame Koinzidenzstufe. Nur wenn gleichzeitig ein Signal von der schnellen Koinzidenzstufe eintrifft, wird ein Impuls an das Zählgerät gegeben.

Zur Prüfung des Energieauflösungsvermögens des Polarimeters wurden an die Stelle des Germaniumstreukörpers verschiedene Gamma-

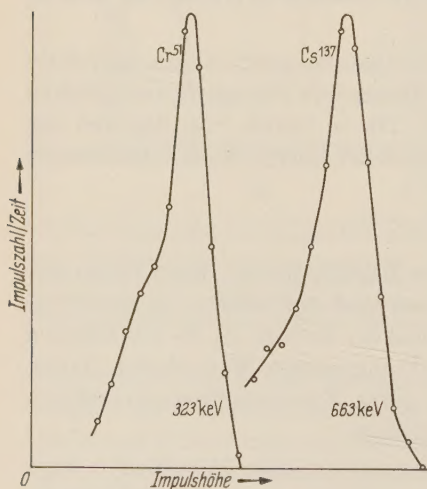


Fig. 5. Impulsspektren der 323 KeV-Gammastrahlung von Cr^{51} und der 663 KeV-Gammastrahlung von Cs^{137} im Polarimeter

präparate gebracht und die Impulsspektren mit dem Einkanaldiskriminator aufgenommen. Fig. 5 zeigt die Spektren für die 323 KeV-Strahlung von Cr^{51} und die 663 KeV-Strahlung von Cs^{137} . Die erhaltenen Linien sind nicht viel breiter als diejenigen, die man mit einem Compton-Spektrometer erhalten würde. Die schwachen Kontinua, die sich links an die Linien anschließen, sind Quanten zuzuschreiben, die aus dem Szintillator *C* wieder herausgestreut wurden, ohne ihre gesamte Energie abgeben zu haben. Dieser Effekt ist wesentlich kleiner als bei einem Einkristallspektrometer, weil hier die Energien der Quanten infolge

der vorausgehenden Streuung im Szintillator *O* kleiner sind und der Wirkungsquerschnitt für Fotoeffekt bei kleinen Energien bedeutend stärker zunimmt als der für Compton-Effekt.

Elimination des Untergrundes

Die Ausscheidung der am Germanium Compton-gestreuten Quanten gelingt wie weiter vorne beschrieben durch Energiediskriminierung, da die Compton-gestreuten Quanten in den Szintillatoren *O* und *C* kleinere Impulssummen ergeben als die resonant gestreuten. Es besteht lediglich die Möglichkeit, daß die Quelle Spuren von Gammastrahlen mit Energien von der Größenordnung 1 MeV emittiert, deren Compton-Quanten mit der Resonanzenergie vergleichbare Energien haben und deshalb mitgezählt werden.

Da die Zahl der am Germanium Compton-gestreuten Quanten relativ groß ist, kommt es vor, daß zwei Quanten gleichzeitig gestreut werden. Dabei überlagern sich die Impulse und es kann ein resonant gestreutes Quant vorgetäuscht werden. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Effekt läßt sich aus der Formel

$$N = t N_c^2$$

abschätzen. Es bedeuten N Zahl der Überlagerungsimpulse pro Zeit, N_c Zahl der Impulse von Compton-gestreuten Quanten pro Zeit, t Impulsdauer. Für $t = 5 \times 10^{-7}$ s, $N_c = 50$ s $^{-1}$ (5 mC-Präparat) erhält man $N = 10^{-3}$ s $^{-1}$. Dieser Wert ist etwa $1/30$ des unten gefundenen Resonanzeffektes. Hierbei wirkt sich die Addition der Impulse aus beiden Szintillationszählern günstig aus. Um eine Zählung auszulösen, müssen beide Compton-Quanten ihre volle Energie in den Szintillatoren abgeben, d.h. sie müssen beide in den Szintillator *C* gestreut werden. Würde man die Impulse vom Szintillator *O* allein diskriminieren, so würde eine Zählung schon dann ausgelöst, wenn nur eines der beiden Quanten in den Szintillator *C* gestreut würde, wodurch N etwa um einen Faktor 20 vergrößert würde.

Die durch die Bleiabschirmung direkt in die Szintillatoren gelangende Strahlung erzeugte einen starken Untergrund, der von 635 KeV-Strahlung (von Se⁷⁴, s. Fig. 1) bis zu kleinen Energien reichte. Um die von ihm verursachten Zählraten möglichst klein zu halten, muß man mit möglichst engem Zählkanal arbeiten, dazu ist wiederum ein möglichst gutes Energieauflösungsvermögen des Polarimeters nötig. Bei Einstellung des Kanals auf die Halbwertsbreite der Resonanzlinie betrug der Untergrund etwa das 17fache des Resonanzeffektes bei einem Streuwinkel von 99°. Bei Streuung um 135° befand sich die Quelle näher bei den Szintillatoren, so daß das Verhältnis noch ungünstiger war.

Außer dem Compton-Effekt tritt mit der Resonanzfluoreszenz noch die elastische Streuung in Wettbewerb. Sie setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

1. Rayleigh-Streuung an gebundenen Elektronen. Diese bildet den Hauptteil der elastischen Streuung.
2. Thomson-Streuung an den Kernen.

3. Delbruck-Streuung durch virtuelle Paarerzeugung im Coulombfeld der Kerne.

Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung sind noch nicht befriedigend berechnet. Hier interessierende experimentelle Bestimmungen für verschiedene Gammaenergien in Abhängigkeit von der Ordnungszahl der streuenden Kerne wurden von N. CINDRO und K. ILAKOVAC⁴⁰ durchgeführt. Bei Verwendung ihrer Ergebnisse erhält man für das Verhältnis aus der Zahl der am Germaniumzylinder elastisch gestreuten Quanten und der Zahl der resonant gestreuten Quanten nur etwa 1:20.

Da sich die elastisch gestreuten Quanten energetisch nicht von den resonant gestreuten unterscheiden, gelingt ihre Elimination nur durch Vergleichsmessungen mit einem Streukörper, an dem keine Resonanzfluoreszenz auftritt. Dabei lassen sich gleichzeitig die oben beschriebenen Effekte eliminieren. Es wurde zu diesem Zweck ein Zinkzylinder mit den Abmessungen des Germaniumstreukörpers hergestellt. Sollen beide Streukörper in bezug auf elastische Streuung äquivalent sein, so muß nach den Messungen von CINDRO und ILAKOVAC das Gewicht des Zinkzylinders das 1,06fache des Germaniumzylinders betragen. Bei Äquivalenz für Compton-Streuung ergibt die Rechnung einen Wert von 0,96. In der wirklichen Ausführung betrug das Gewichtsverhältnis der Streukörper 1,00. Da die Dichte des Zinks größer als die des Germaniums ist, wurden in den Zinkstreuer parallel zur Achse in gleichmäßigen Abständen Löcher gebohrt.

Zur Prüfung, ob die Streukörper in bezug auf Compton-Streuung äquivalent sind, wurde die Gammastrahlung eines Co⁶⁰-Präparates abwechselnd am Germanium- und Zinkzylinder gestreut. Die Messungen wurden in vier verschiedenen Polarimeterstellungen ausgeführt. Die Übereinstimmung der Zählraten an Compton-gestreuten Quanten war 100 (± 1)%.

Eichung des Polarimeters

Falls polarisierte Gammastrahlung in das Polarimeter einfällt, ist die Zahl der am Szintillator *O* in die Ebene des magnetischen Vektors der einfallenden Strahlung gestreuten Quanten größer als die Zahl der in die Ebene des elektrischen Vektors der einfallenden Strahlung gestreuten Quanten. Das Verhältnis *R* aus den Zählraten in den entsprechenden Polarimeterstellungen bei vollständig polarisierter einfallender Strahlung ist ein Maß für die Polarisationsempfindlichkeit der Anordnung. *R* hängt von der Energie der einfallenden Gammastrahlung und den verwendeten Raumwinkeln ab. Je größer diese beiden Größen sind, desto kleiner wird *R*. Eine Berechnung von *R* für die gewählten geometrischen Verhältnisse der Anordnung ist grundsätzlich nach der Klein-Nishina-

⁴⁰ CINDRO, N., u. K. ILAKOVAC: Nuclear Phys. 5, 647 (1958).

Formel⁴¹ möglich, zuverlässiger ist jedoch eine experimentelle Bestimmung. Dazu sind Gammastrahlen von der gewünschten Quantenenergie (hier 0,6 MeV) und einem bekannten Polarisationsgrad notwendig. Eine solche Gammastrahlung kann man durch Compton-Streuung um einen definierten Streuwinkel erhalten.

Zu diesem Zweck wurde ein Co⁶⁰-Präparat so auf der Drehscheibe des Polarimeters befestigt, daß die im Mittel um einen Winkel von 56° an einem Aluminiumzylinder gestreuten Quanten in das Polarimeter gelangten. Diese Compton-Quanten haben dann eine breite Energieverteilung um 0,6 MeV. Die genaue Energieauswahl erfolgte durch den Einkanaldiskriminator. Es wurde bei den Stellungen 0°, 90°, 180°, 270° der Drehscheibe mit und ohne Aluminiumstreuer gemessen. Zur Auswertung wurden die Differenzen aus den mit und ohne Streuer erhaltenen Zählraten gebildet. Die Differenzen von den beiden Stellungen 0° und 180° wurden addiert, ebenso die Differenzen von den beiden Stellungen 90° und 270°. Das Verhältnis der beiden Summen, das Asymmetrieverhältnis q_c betrug:

$$q_c = 1,491 \pm 0,011.$$

Als Maß für den Grad der Polarisation der Compton-Quanten kann das Verhältnis p_c aus den Intensitäten der Strahlung, deren elektrischer Vektor in der Streuebene liegt und der Strahlung, deren elektrischer Vektor in einer dazu senkrechten Ebene liegt, verwendet werden. p_c wurde mit Hilfe der Klein-Nishina-Formel berechnet:

$$p_c = 0,432.$$

R erhält man aus q_c und p_c aus der Beziehung

$$R = \frac{q_c - p_c}{1 - q_c \cdot p_c}.$$

Einsetzen der Zahlenwerte ergibt

$$R(0,6 \text{ MeV}) = 2,97 \pm 0,05.$$

Für einfallende Strahlung von unbekanntem Polarisationsgrad P mißt man das Asymmetrieverhältnis q und erhält P aus der Beziehung

$$P = \frac{(q-1)(R+1)}{(q+1)(R-1)}. \quad (1)$$

Messungen

Die zu den endgültigen Messungen verwendete As⁷⁴H₃-Quelle hatte zu Beginn eine Aktivität von etwa 5 mC. Sie war so an der Drehscheibe (Fig. 3) angebracht, daß die um einen mittleren Winkel von 99° gestreuten Quanten in das Polarimeter gelangten. Es wurde in den vier Polariumeterstellungen abwechselnd mit Germanium- und Zinkstreuer gemessen.

⁴¹ KLEIN, O., u. Y. NISHINA: Z. Physik **52**, 853 (1922).

Die Änderung der Präparatstellung und das Auswechseln der Streuer erfolgte automatisch alle 2 min. Die Zählraten betrugen zu Beginn der Messungen im Mittel 32 Imp/min, der Effekt 1,9 Imp/min. Es wurde etwa eine Woche lang gemessen. Darauf wurde die Apparatur auf einen Streuwinkel von 135° umgestellt. Die Abschirmung der Zähler war hier schlechter. Zu Beginn der Messungen wurden im Mittel 56 Imp/min erhalten. Der Effekt betrug im Mittel 1,0 Imp/min. Die Messungen dauerten 14 Tage.

Die Auswertung der Messungen erfolgte ähnlich wie bei der Eichung des Polarimeters (vorhergehendes Kapitel). Für die Asymmetrieverhältnisse q bei den Streuwinkeln 99° und 135° ergab sich:

$$\left(\frac{1}{q}\right)_{99^\circ} = 2,04 \pm 0,36. \quad (q)_{135^\circ} = 2,40 \pm 0,74.$$

Daraus wurde der Polarisationsgrad P nach Gl. (4) berechnet:

$$P_{99^\circ} = -0,691 \begin{matrix} +0,179 \\ -0,139 \end{matrix} \quad P_{135^\circ} = 0,830 \begin{matrix} +0,210 \\ -0,330 \end{matrix}.$$

Diskussion der Meßergebnisse

Der Drehimpuls des Ge^{74} -Kernes im Grundzustand I_g ist 0, da es sich um einen g -Kern handelt. Dies geht außerdem aus Untersuchungen des Mikrowellenspektrums von C. H. TOWNES u. a. hervor⁴². Aus der Beziehung

$$|I_a - I_g| \leq \text{Multipolordnung} \leq I_a + I_g,$$

wobei I_a der Kerndrehimpuls im angeregten Zustand ist, folgt wegen $I_g = 0$

$$I_a = \text{Multipolordnung}.$$

Da elektrische und magnetische Übergänge derselben Multipolordnung angeregte Niveaus mit entgegengesetzter Parität verlangen, liegt hier ein reiner Übergang vor. Der nach der Theorie erwartete Polarisationsgrad ist in Abhängigkeit vom Streuwinkel für $M1$ -, $M2$ -, $E1$ -, $E2$ -Übergänge in Fig. 6 aufgetragen. Bei der Berechnung der Kurven wurden die für Gamma-Gammakaskaden von D. R. HAMILTON e. a.^{43, 44} hergeleiteten Richtungs-Polarisationskorrelationen benutzt. Das ist möglich, weil sich die Beziehungen nicht ändern, wenn statt der Emission die Absorption eines Quants betrachtet wird. (Die zur Anregung verwendeten Gammaquanten sind wie weiter vorne beschrieben nur dann resonant, wenn der zerfallende As^{74} -Kern durch die Neutrino- bzw. Positronenemission einen geeigneten Rückstoß in Emissionsrichtung des

⁴² TOWNES, C. H., J. M. MAYS u. B. P. DAILEY: Phys. Rev. **76**, 700 (1949).

⁴³ HAMILTON, D. R.: Phys. Rev. **74**, 782 (1948).

⁴⁴ BIEDENHARN, L. C., u. M. E. ROSE: Rev. Mod. Phys. **25**, 729 (1953).

Gammaquants erhielt. Dadurch ist eine Auswahl der Emissionsrichtung des Neutrinos bzw. des Positrons bedingt, so daß die resonante Gammastrahlung teilweise zirkular polarisiert ist. Diese zirkulare Polarisation hat keinen Einfluß auf die Richtungs-Polarisationskorrelation, da nur die lineare, nicht aber die zirkulare Polarisation eingeht.)

Die beiden, in Fig. 6 ebenfalls eingetragenen Meßwerte bestätigen einen $E2$ -Übergang, so daß dem 596 KeV-Niveau des Ge^{74} der Kerndrehimpuls $2\hbar$ und dieselbe Parität wie dem Grundzustand zuzuschreiben sind. Da die Parität von gg -Kernen im Grundzustand stets gerade ist, handelt es sich also um einen 2^+ -Zustand.

Im Sinne des Kollektivmodells ist das 2^+ -Niveau als Vibrationszustand eines sphärischen Kernes zu deuten⁴⁵. Die verhältnismäßig geringe Anregungsenergie von 596 KeV paßt gut zu den bei benachbarten Kernen abseits der magischen Zahlen 20 und 50 gefundenen Werten (bei den magischen Zahlen selbst ist sie wesentlich größer)⁴⁶.

Für den zweiten angeregten Zustand wäre empirisch eine Anregungsenergie von etwa 1,3 MeV zu erwarten. Möglicherweise läßt sich die von R. M. SINCLAIR⁴⁷ bei Neutronenanregung gefundene 1,23 MeV-Gammastrahlung mit diesem Niveau in Verbindung bringen.

Herrn Prof. Dr. R. FLEISCHMANN danke ich aufrichtig für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit und für viele wertvolle Ratschläge. Herrn Prof. Dr. H. SCHOPPER bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine Unterstützung bei der Ausführung und für viele fruchtbare Diskussionen zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR vom Max-Planck-Institut in Heidelberg danke ich ganz besonders für die mit mühevollen Vorversuchen verbundene Herstellung von As^{74} für mehrere Probepräparate. Ein starkes Präparat für die endgültigen Messungen erhielten wir von der Firma Bayer-Leverkusen (Hersteller Philips-Amsterdam). Herrn Dr. H. A. SCHELL vom Forschungslabor der Siemens-Schuckertwerke in Erlangen gilt mein Dank für die Germaniumtargets sowie die Herstellung und leihweise Überlassung des Germaniumstreukörper.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Bereitstellung von Geräten, die bei dieser Untersuchung verwendet wurden.

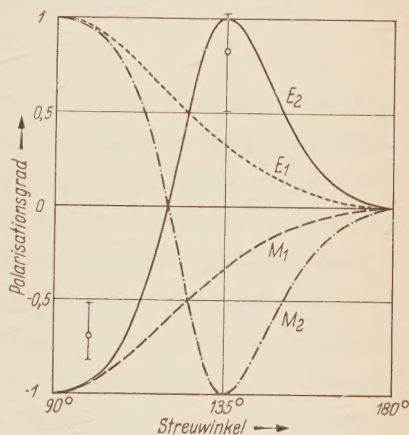


Fig. 6. Polarisationsgrad P von resonant gestreuter Gammastrahlung in Abhängigkeit vom Streuwinkel für $E1$, $E2$, $M1$, $M2$ -Übergänge und Drehimpuls O der streuenden Kerne im Grundzustand nach der Theorie (Punktteometrie). Die Meßwerte für Ge^{74} sind eingetragen (endliche Raumwinkel)

⁴⁵ MOTTELSON, B. R.: Rev. Mod. Phys. **29**, 189 (1957).

⁴⁶ SCHARFF-GOLDHABER, G.: Phys. Rev. **90**, 587 (1953).

⁴⁷ SINCLAIR, R. M.: Phys. Rev. **99**, 621 (1955).

LEBENS LAUF

Am 29. August 1930 wurde ich als drittes Kind des Werkführers Lorenz Zehender und seiner Ehefrau Maria zu Nürnberg geboren. Ich besuchte vier Jahre die Volksschule in Nürnberg und trat im September 1941 in das Realgymnasium Nürnberg über. Dort legte ich im Juni 1950 die Reifeprüfung ab. Im September desselben Jahres begann ich ein einjähriges elektrotechnisches Praktikum bei den Siemens-Schuckertwerken in Nürnberg. Nach dessen Abschluß schrieb ich mich am 25. Oktober 1951 an der Universität Erlangen für das Studium der Mathematik und Physik ein. Am 8. Mai 1954 unterzog ich mich der Diplomvorprüfung in Physik. Ein Jahr später begann ich im Institut von Professor Dr. R. Fleischmann mit der Anfertigung einer Diplomarbeit über das Thema: Optische Untersuchung der Diffusion im System Gold-Zinn bei Temperaturen von 20–100° C. Nach ihrer Fertigstellung legte ich am 7. November 1956 die Diplomhauptprüfung in Physik ab. Seit dieser Zeit bin ich als Doktorand und wissenschaftliche Hilfskraft, seit Mai 1959 als wissenschaftlicher Mitarbeiter im selben Institut tätig.

